

05;12

## ГИСТЕРЕЗИСНЫЕ ПОТЕРИ В МНОГОВОЛОКОННЫХ НИОБИЙ-ОЛОВЯННЫХ КОМПОЗИТАХ С ТАНТАЛОВЫМ ДИФФУЗИОННЫМ БАРЬЕРОМ

© И.А.Руднев,<sup>1</sup> В.Ф.Елесин,<sup>1</sup> Л.А.Опенов,<sup>1</sup>  
А.К.Шиков,<sup>2</sup> А.Е.Воробьева,<sup>2</sup> А.М.Чукин<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Московский государственный инженерно-физический институт (технический университет),  
115409 Москва, Россия

<sup>2</sup> Всероссийский научно-исследовательский институт неорганических материалов им. А.А.Бачвара,  
123479 Москва, Россия  
(Поступило в Редакцию 10 июля 1995 г.)

Представлены результаты измерения гистерезисных потерь в сверхпроводящих многоволоконных ниобий-оловянных композитах с танталовым диффузионным барьером при циклическом изменении магнитного поля в диапазоне  $\pm 3$  Тл. Установлено, что допустимый для использования в магнитных системах ITER уровень гистерезисных потерь  $Q_h < 200$  мДж/см<sup>3</sup> имеют композиты с числом волокон  $N_f = 4675$  и  $7225$ . Увеличение  $N_f$  ведет к росту  $Q_h$  до  $800$  мДж/см<sup>3</sup> при  $N_f = 25531$ . Экспериментальные данные сопоставлены с расчетами гистерезисных потерь, выполненными в предположении об аддитивном вкладе волокон в полную величину потерь. Показано, что зависимость нормированных гистерезисных потерь от амплитуды магнитного поля является универсальной для всех композитов независимо от величины  $N_f$ .

### Введение

В последнее время произошел значительный прогресс в технологии изготовления длинномерных (более 1.5 км) сверхпроводящих многоволоконных композитов (СМК) на основе интерметаллического соединения Nb<sub>3</sub>Sn с высокой токонесущей способностью в сильных (до 12 Тл) магнитных полях. Для успешного применения этих СМК в магнитных системах ITER (International Thermonuclear Experimental Reactor) необходимо добиться кроме высоких критических токов  $I_c$  достаточно низкого уровня потерь. Основными составляющими полных потерь в СМК, работающих в переменных полях или на переменном токе, являются: 1) гистерезисные потери, обусловленные перемагничиванием сверхпроводящих волокон, и 2) коллективные потери, определяемые условиями перетекания экранирующих токов через матрицу СМК.

Как свидетельствуют многочисленные эксперименты и теоретические расчеты, при малых скоростях изменения магнитного поля (что соответствует реальному режиму работы магнитных систем ITER) гистерезисные потери преобладают.

В настоящей работе приведены результаты исследований гистерезисных потерь в ниобий-оловянных СМК с различным числом волокон при циклическом изменении магнитного поля в интервале  $\pm 3$  Тл (в этом диапазоне полей максимально допустимый для использования в магнитных системах ITER уровень гистерезисных потерь составляет  $Q_h = 200$  мДж/см<sup>3</sup>, что наряду с высоким  $I_c$  является одним из критериев качества СМК). Показано, что, хотя увеличение полного числа волокон в СМК и приводит к существенному росту  $I_c$ , потери при этом также возрастают и превышают уровень 200 мДж/см<sup>3</sup>. Обсуждаются возможные причины этого явления и его значение для совершенствования технологии изготовления СМК.

### Образцы и методика измерений

Ниобий-оловянные СМК были изготовлены по бронзовой технологии [1]. Они имели диаметр  $D_w = 0.8$  мм и содержали от  $N_f = 4675$  до 25531 ниобиевых волокон в бронзовой матрице (Cu-13.5 мас.%Sn), отделенной от стабилизирующей медной оболочки танталовым барьером. Шаг твиста составил  $L_p = 10-12$  мм. Диффузионный отжиг, необходимый для формирования сверхпроводящей фазы Nb<sub>3</sub>Sn, проводился в вакууме при  $T = 560-650$  °С в течение 350 ч. Параметры СМК приведены в табл. 1.

Образцы, использовавшиеся для измерения гистерезисных потерь, представляли собой незамкнутые однослойные спирали СМК с внутренним диаметром 6 мм и длиной 4 см. Такая форма образцов обеспечивает перпендикулярность внешнего магнитного поля (которое было параллельно оси спирали) и композита на всей длине последнего.

При измерении гистерезисных потерь использовался метод интегрирования магнитного потока [2]. Он состоит в том, что на малых скоростях изменения внешнего магнитного поля производится регистрация намагниченности при циклическом изменении поля, а затем по площади полученной петли гистерезиса определяются потери. Регистрация петли производилась следующим образом. Исследуемый образец помещался между двумя измерительными катушками длиной 2 см каждая. Эти катушки были включены навстречу друг другу и предварительно скомпенсированы так, чтобы в отсутствие образца суммарная эдс при изменении внешнего магнитного поля равнялась нулю. Изменение намагниченности образца в переменном магнитном поле вызывало появление эдс, которая интегрировалась по времени с помощью высокостабильного электронного интегратора. Полученный в результате интегрирования сигнал был пропорционален намагниченности образца. Он подавался на один из входов двухкоординатного графопроектиратора. На другой вход подавался сигнал, пропорциональный величине внешнего магнитного поля (подробнее см. [2]).

Измерительные катушки с исследуемым образцом помещались в сверхпроводящий ниобий-титановый соленоид, который имел осевую неоднородность поля в зоне катушек менее 0.7%. Развертка внешнего

Таблица 1. Параметры сверхпроводящих многоволоконных композитов

Номер композита	Диаметр композита $D_w$ , мм	$N_f$	$L_p$ , мм	Содержание меди в композите, %	Диаметр волокон до отжига $D_f$ , мкм	Среднее расстояние между волокнами до отжига, мкм	Коэффициент заполнения композита сверхпроводником $\eta$	$I_c, A$ ( $B = 3 \text{ Тл}$ )	$I_c, A$ ( $B = 12 \text{ Тл}$ )
П14/4	0.8	4675	10	64.0	3.5	1.6	0.22	380	66
П16/7	0.8	7225	10	60.0	2.9	1.3	0.24	360	100
П2/14	0.8	14641	12	51.5	2.5	1.0	0.28	770	103
П3/25	0.8	25531	12	51.4	2.2	0.8	0.40	1170	131

Таблица 2. Результаты измерений и расчета гистерезисных потерь

Номер композита	Измерение величины гистерезисных потерь за цикл $-3 < B < 3 \text{ Тл}$ $Q_h$ , мДж/см <sup>3</sup>	$Q_h^2(B_m)$ , мДж/см <sup>3</sup> (расчет)	$S/S_0$ (расчет)	$Q_h(B_m)$ , мДж/см <sup>3</sup> (расчет)	Диаметр волокон до отжига $D_f$ , мкм	Эффективный диаметр волокон $D_{\text{эф}}$ , мкм (расчет при $B = 3 \text{ Тл}$ )	Усредненный эффективный диаметр волокон $D_{\text{эф}}^*$ , мкм	Средний диаметр стренда $D_s$ , мкм
П14/4	$53 \pm 10$	16.9	2.28	38.5	3.5	5.0	4.9	47
П16/7	$143 \pm 15$	13.4	2.78	36.5	2.9	11.3	11.4	38
П2/14	$329 \pm 33$	19.3	1.76	33.7	2.5	23.6	24.0	38
П3/25	$778 \pm 70$	26.7	1.75	46.7	2.2	36.0	36.0	36

магнитного поля была линейна; скорость изменения индукции магнитного поля составляла  $dB/dt = 6 \cdot 10^{-3} - 6 \cdot 10^{-2}$  Тл/с. При измерениях добивались замкнутости для каждой петли гистерезиса.

## Результаты измерений

По описанной выше методике для каждого из образцов регистрировались кривые намагничивания при циклическом изменении индукции магнитного поля в интервале  $-B_m < B < +B_m$ , где  $B_m \leq 3$  Тл — максимальная величина  $B$  в цикле. В использованном диапазоне скоростей развертки магнитного поля форма и размеры петли гистерезиса (для данного образца) не изменялись, тогда как для образцов, изготовленных из СМК с различным числом волокон, форма и (или) площадь петли гистерезиса варьировались очень сильно. Примеры петель гистерезиса представлены на рис. 1-4.

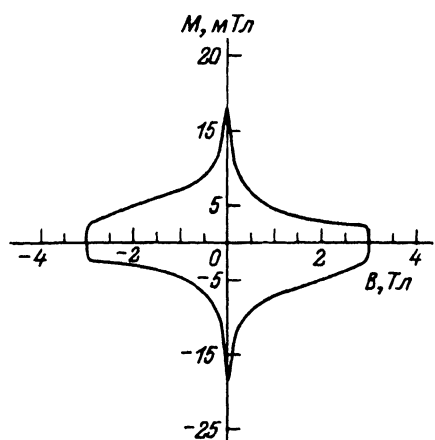


Рис. 1. Петля гистерезиса для композита П14/4.

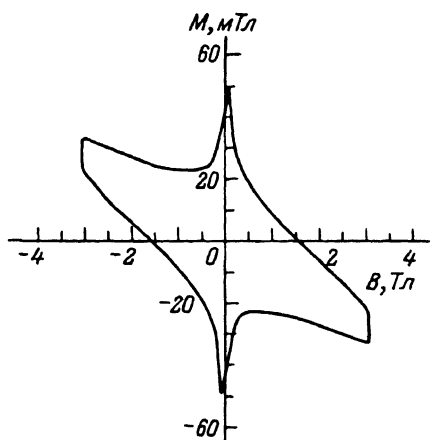


Рис. 2. Петля гистерезиса для композита П16/7.

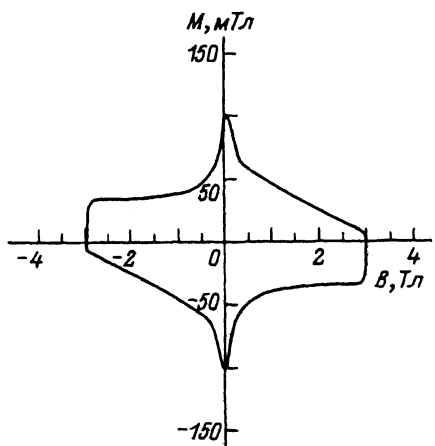


Рис. 3. Петля гистерезиса для композита П2/14.

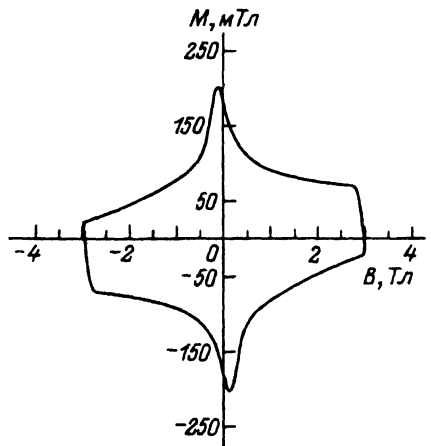


Рис. 4. Петля гистерезиса для композита П3/25.

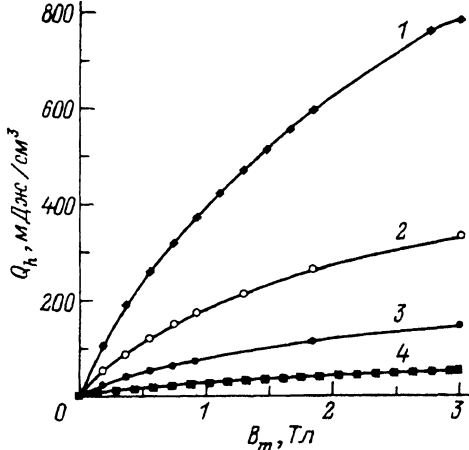


Рис. 5. Зависимости гистерезисных потерь  $Q_h$  от амплитуды магнитного поля  $B_m$  для композитов с разным числом волокон.

1 — П14/4, 2 — П16/7, 3 — П2/14, 4 — П3/25.

Удельные (в единице объема композита) гистерезисные потери  $Q_h$  за цикл равны площади петли гистерезиса

$$Q_h = \int_{-B_m}^{+B_m} \Delta M(H) dH = \mu_0^{-1} \int_{-B_m}^{+B_m} \Delta M(B) dB, \quad (1)$$

где  $\Delta M$  — ширина петли гистерезиса,  $B$  — индукция внешнего магнитного поля,  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$  Гн/м.

Результаты измерений приведены в табл. 2. Видно, что при  $B_m = \text{const}$  величина  $Q_h$  возрастает с ростом числа волокон в композите  $N_f$  и, начиная с  $N_f = 14641$ , превышает максимально допустимый для ITER при  $B_m = 3$  Тл уровень 200 мДж/см<sup>3</sup>. Увеличение амплитуды магнитного поля  $B_m$  от 0 до 3 Тл ведет к монотонному росту  $Q_h$ . Зависимости  $Q_h$  от  $B_m$  для различных СМК изображены на рис. 5.

### Расчет гистерезисных потерь

Гистерезисные потери в СМК могут быть оценены с достаточно хорошей точностью (10–20%) в рамках простой теоретической модели (см., например, [3]), основанной на предположениях 1) об аддитивном вкладе сверхпроводящих волокон в полную величину потерь и 2) о применимости модели критического состояния к расчету намагниченности волокон. Необходимым условием для проведения теоретической оценки является знание следующих параметров: диаметра композита  $D_w$ , шага твиста  $L_p$ , диаметра волокон  $D_f$ , полного числа волокон в композите  $N_f$  (или, что то же самое, коэффициента заполнения композита сверхпроводником  $\eta = N_f D_f^2 / D_w^2$ ), а также зависимости критического тока композита  $I_c$  (или критической плотности тока  $J_c$  в волокнах) от индукции магнитного поля  $B$  в диапазоне  $0 < B < B_m$ , где  $B_m$  — максимальная величина  $B$  в цикле  $-B_m < B < +B_m$ , для которого делается оценка гистерезисных потерь.

Используя кратко основные формулы, которые используются для оценки гистерезисных потерь в композитах, помещенных в перпендикулярное внешнее поле [3]. Поскольку в подавляющем большинстве случаев справедливо неравенство  $D_w \ll L_p$ , то в очень хорошем приближении можно считать, что магнитное поле перпендикулярно всем волокнам в композите. Далее, для практических целей обычно представляют интерес потери в больших магнитных полях  $B_m > 1$  Тл. Эта величина  $B_m$  значительно превышает индукцию так называемого поля полного проникновения  $B_p$ , которая определяется формулой

$$B_p = \mu_0 J_c(B) D_f / \pi. \quad (2)$$

Действительно, для типичных значений  $D_f \approx 1$  мкм и  $J_c \approx 10^6$  А/см<sup>2</sup> имеем  $B_p = 10^{-3} - 10^{-2}$  Тл. При  $B > B_p$  все жилы находятся в насыщенном состоянии, т.е. плотность тока в них по абсолютной величине равна  $J_c$ . Если считать, что  $J_c$  не зависит от  $B$  (модель Бина), то при  $B_m \gg B_p$  потери  $Q'_h$  за полный цикл  $-B_m < B < B_m$  в единице объема волокна определяются формулой

$$Q'_h(B_m) = (8/3\pi) J_c D_f B_m. \quad (3)$$

Для реальных сверхпроводников (и тем более при больших значениях  $B_m$ ) приближение  $J_c(B) = \text{const}$  является очень грубым. Учет зависимости  $J_c(B)$  приводит к изменению формулы (3)

$$Q'_h(B_m) = (8/3\pi) D_f \int_0^{B_m} J_c(B) dB. \quad (4)$$

Для определения гистерезисных потерь  $Q_h$  в единице объема композита (без учета Cu) следует умножить величину  $Q'_h$  на коэффициент заполнения композита сверхпроводником  $\eta$  (см. выше)

$$Q_h(B_m) = (8/3\pi) \eta D_f \int_0^{B_m} J_c(B) dB. \quad (5)$$

Использование формулы (5) приводит к относительной ошибке, имеющей порядок величины  $\max\{D_w/L_p; B_p/B_m\}$ , что, как правило, сравнимо с погрешностью определения  $J_c(B)$  и, следовательно, вполне приемлемо.

Основным препятствием на пути расчета  $Q_h$  по формуле (5) является отсутствие данных о  $J_c$  в слабых магнитных полях (критические токи при  $B \rightarrow 0$  очень велики и их измерение резистивным методом осложнено). Чтобы обойти это затруднение, можно использовать следующий прием. Введем в рассмотрение величину  $Q_h^0(B_m)$ , определяемую формулой

$$Q_h^0(B_m) = (8/3\pi) \eta D_f B_m J_c(B_m). \quad (6)$$

Величина  $Q_h^0(B_m)$ , как видно из сравнения (5) и (6), дает заниженное значение  $Q_h(B_m)$ , так как  $J_c$  убывает с ростом  $B$ . Между тем при  $B_m \geq 3$  Тл величина  $J_c(B_m)$ , как правило, доступна измерению, и поэтому  $Q_h^0(B_m)$  можно легко найти. Для определения  $Q_h(B_m)$  по известной величине  $Q_h^0(B_m)$  очень удобно использовать результаты экспериментальных измерений намагниченности  $M$  как функции  $B$ . Так как величина  $\Delta M(B)$ , согласно концепции критического состояния, прямо пропорциональна  $J_c(B)$ , а  $Q_h$  представляет собой полную площадь  $S$  под кривой намагничивания, то  $Q_h(B_m)$  можно представить в виде

$$Q_h(B_m) = Q_h^0(B_m)S/S_0, \quad (7)$$

где  $S_0$  — площадь части кривой намагничивания, ограниченной сверху и снизу прямыми  $M_0 = M(\pm B_m)$ .

Приведем пример расчета гистерезисных потерь для композита П14/4. Параметры композита (табл. 1):  $D_w = 0.8$  мм,  $L_p = 10$  мм,  $D_f = 3.5$  мкм,  $N_f = 4675$ ,  $\eta = 0.22$ ,  $I_c = 380$  А при  $B_m = 3$  Тл; плотность критического тока в волокнах  $J_c = 8.5 \cdot 10^5$  А/см<sup>2</sup> при  $B_m = 3$  Тл. Расчет по формуле (2) дает  $B_p = 12$  мТл при  $B = 3$  Тл. При уменьшении  $B < 3$  Тл величина  $B_p$ , конечно, возрастает (так как  $J_c$  увеличивается), но условие  $B_p \ll B$  остается справедливым практически во всем диапазоне  $-B_m < B < +B_m$ , за исключением узкого интервала полей вблизи  $B = 0$ . Поскольку неравенство  $D_w \ll L_p$  также выполняется, то для оценки гистерезисных потерь можно использовать формулы (6) и (7).

При  $B_m = 3$  Тл из (6) получим  $Q_h^0(B_m) = 16.9$  мДж/см<sup>3</sup>. Отношение  $S/S_0 = 2.28$  берем из экспериментальных кривых намагничивания (рис. 1). Из (7) с учетом расчетного значения величины  $Q_h^0(B_m)$  получим  $Q_h(B_m) = 38.5$  мДж/см<sup>3</sup>. Экспериментальное значение  $Q_h(B_m)$  в образце, для которого проводился расчет, составляет  $53 \pm 10$  мДж/см<sup>3</sup>, т.е. чуть больше теоретического. Еще раз подчеркнем, что теоретически (с использованием лишь экспериментального значения  $J_c$  при  $B_m = 3$  Тл) была рассчитана только величина  $Q_h^0(B_m)$ , а при определении  $Q_h(B_m)$  по формуле (7) были использованы результаты измерений кривой намагничивания (откуда мы брали отношение  $S/S_0$ ). Полный теоретический расчет потерь может быть выполнен только при условии, что известны зависимости  $I_c$  или  $J_c$  от  $B$  во всем диапазоне  $0 < B < B_m = 3$  Тл. В силу сказанного полученное нами теоретическое значение  $Q_h(B_m)$  должно рассматриваться как оценочное, и поэтому соответствие теории с экспериментом можно считать достаточно хорошим (при расчете гистерезисных потерь в ниобий-оловянных СМК теория, как правило, приводит к заниженной величине потерь [3]). Аналогично были рассчитаны гистерезисные потери в остальных композитах. Результаты расчета приведены в табл. 2.

### Обсуждение результатов

Видно, что ближе всего к эксперименту находится расчетное значение  $Q_h$  в композите П14/4 с наименьшим числом волокон  $N_f = 4675$ , в то время как различие между расчетными и измеренными значениями  $Q_h$  в остальных СМК весьма значительно и резко увеличивается с ро-

стом  $N_f$ . Такое сильное расхождение теории с экспериментом говорит о том, что не все исходные предположения, которые были использованы при расчетах, справедливы для описания гистерезисных потерь в композитах с большим числом волокон. Что касается предположения о применимости модели критического состояния, то нет достаточно веских аргументов сомневаться в ее справедливости, поскольку эта модель обладает достаточно большой степенью общности (по крайней мере в той ее форме, которая учитывает зависимость  $J_c$  от  $B$ ).

По-видимому, неверным является предположение об аддитивном вкладе сверхпроводящих волокон в полную величину потерь. Эта аддитивность действительно может нарушаться (и подобные явления в физике СМК известны [3-6]), если волокна пересекаются или между ними имеется эффект близости. "Взаимодействие" волокон может приводить к резкому росту гистерезисных потерь, так как вместо независимых волокон возникает одна или несколько областей, каждая из которых представляет собой группу из большого числа волокон. Эффективный диаметр этих областей  $D_{\text{eff}} > D_f$  зависит, вообще говоря, от  $B$  [6] и может быть найден по формуле

$$D_{\text{eff}}(B) = (3\pi/4)\Delta M(B)/\eta J_c(B). \quad (8)$$

Усредненную, не зависящую от  $B$  величину  $D_{\text{eff}}^*$  для цикла  $-B_m < B < +B_m$  можно также определить по формулам (6) и (7), заменяя в (6) геометрический диаметр волокна  $D_f$  на  $D_{\text{eff}}^*$  и приравнивая расчетное значение  $Q_h(B_m)$  к экспериментальному (так как последнее всегда больше расчетного (табл. 2), то  $D_{\text{eff}}^* > D_f$ )

$$D_{\text{eff}}^* = Q_h(B_m)(3\pi S_0/8\eta S B_m J_c(B_m)). \quad (9)$$

Важно отметить, что найденная по формуле (9) величина  $D_{\text{eff}}^*$  соответствует усредненной по диапазону  $0 < B < B_m$  величине  $D_{\text{eff}}(B)$ , так как  $D_{\text{eff}}$  (в отличие от  $D_f$ ) может зависеть от  $B$  (см. (8)). Так, в ниобий-титановых СМК с субмикронными волокнами большая величина  $D_{\text{eff}}(B)/D_f$  в слабых полях обусловлена эффектом близости между отдельными волокнами [6]; при этом увеличение  $B$  ведет к экспоненциальному (по  $B$ ) уменьшению отношения  $D_{\text{eff}}(B)/D_f$ , которое при  $B = 1$  Тл оказывается на несколько порядков меньше, чем при  $B = 0$ , что связано с быстрым подавлением эффекта близости в магнитном поле. Таким образом, различие между усредненной величиной  $D_{\text{eff}}^*$ , определенной по результатам измерения  $Q_h(B_m)$  с использованием формулы (9), с одной стороны, и величиной  $D_{\text{eff}}(B_m)$ , найденной по экспериментальным значениям  $\Delta M(B_m)$  и  $J_c(B_m)$ , с другой стороны, свидетельствует о сильной зависимости  $D_{\text{eff}}$  от  $B$ . А это в свою очередь является прямым указанием на определяющую роль эффектов близости (т.е. бесконтактного электромагнитного взаимодействия сверхпроводящих волокон) в механизме увеличения  $D_{\text{eff}}$ .

Подчеркнем, что отличие  $D_{\text{eff}}$  от  $D_f$  приводит к увеличению поля полного проникновения  $B_p$ , определяемого формулой (2), поскольку в этой формуле  $D_f$  следует заменить на  $D_{\text{eff}} > D_f$ . Как следствие, величина  $B_p$  существенно возрастает (в СМК П2/14 и П3/25 с большим



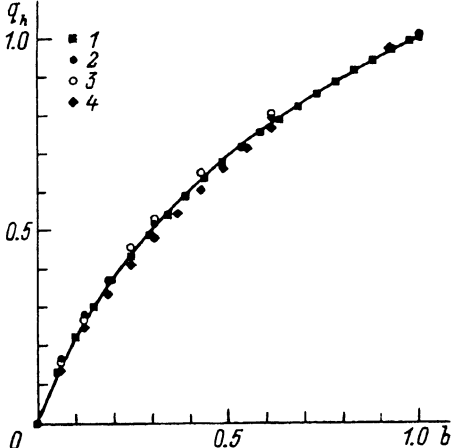


Рис. 6. Зависимости нормированных гистерезисных потерь  $q_h = Q_h(B_m)/Q_h(B_m^0)$  от амплитуды приведенного магнитного поля  $b = B_m/B_m^0$  для композитов с разным числом волокон при  $B_m^0 = 3$  Тл. Сплошная кривая —  $q_h(b) = \ln(1 + \gamma b)/\ln(1 + \gamma)$ ,  $\gamma = 4.5$ ; 1-4 — то же, что и на рис. 5.

числом волокон — на порядок) и при  $B = 3$  Тл превышает 0.1 Тл (в слабых полях  $B_p$  еще больше, так как  $J_c$  выше). Такое резкое увеличение  $B_p$  ведет к ухудшению соответствия между экспериментальными и рассчитанными по формулам (6) и (7) значениями гистерезисных потерь в слабых ( $B_m < 0.5$  Тл) магнитных полях.

Что же показали расчеты, выполненные для исследованных нами СМК? Оказалось, что равенство  $D_{\text{eff}}^* = D_{\text{eff}}(B_m)$  выполняется с очень хорошей точностью в каждом СМК, хотя значения  $D_{\text{eff}}^*$  в различных СМК существенно различаются (табл. 2). Следовательно, эффективный диаметр волокон  $D_{\text{eff}}$  не зависит от  $B$  и одинаков как в слабых, так и в сильных полях. Значит, большая величина  $D_{\text{eff}}$  связана не с эффектом близости, а с пересечением и (или) частичным соприкосновением волокон на стадии синтеза СМК. Учитывая, что волокна изначально распределены по СМК неоднородно и образуют связки-стренды, можно предположить, что эффективный диаметр волокна  $D_{\text{eff}}$  находится в пределах  $D_f < D_{\text{eff}} < D_s$ , где  $D_s$  — средний диаметр одного стренда. Чем больше число пересечений волокон в пределах стренда, тем ближе  $D_{\text{eff}}$  к  $D_s$ . Значения  $D_s$  приведены в табл. 2. Видно, что  $D_{\text{eff}}$  увеличивается с ростом  $N_f$ , а в образце П3/25 с  $N_f = 25531$  величины  $D_{\text{eff}}$  и  $D_s$  практически равны (тогда как в образце П14/4 с  $N_f = 4675$  значение  $D_{\text{eff}}$  близко к геометрическому диаметру волокон  $D_f$ ).

Таким образом, наиболее вероятная причина увеличения гистерезисных потерь с ростом числа волокон в ниобий-оловянных (в отличие от ниобий-титановых [6]) СМК заключается, по-видимому, в частичном соприкосновении волокон. Такое соприкосновение возможно тем более, что при образовании соединения  $\text{Nb}_3\text{Sn}$  имеет место увеличение объема волокон. Поэтому одной из главных задач совершенствования технологии нам представляется поиск путей увеличения расстояния между сверхпроводящими волокнами в пределах одного стренда. Ее решение позволило бы существенно понизить потери, сохранив при этом высокие  $I_c$  (табл. 1).

В заключение остановимся чуть более подробнее на зависимости  $Q_h$  от амплитуды магнитного поля  $B_m$  (рис. 5). Оказалось, что зависимость нормированных гистерезисных потерь  $q_h = Q_h(B_m)/Q_h(B_m^0)$

от приведенной амплитуды  $b = B_m/B_m^0$  является универсальной для всех СМК независимо от числа волокон в композитах и несмотря на то, что абсолютные значения  $Q_h(B_m)$  различаются более чем на порядок. Соответствующие экспериментальные данные представлены на рис. 6 для  $B_m^0 = 3$  Тл.

Принимая во внимание формулу (5), универсальную зависимость  $q_h$  от  $b$  можно объяснить одинаковой функциональной зависимостью  $J_c$  от  $B$  во всех исследованных СМК. Действительно, полагая, согласно модели Андерсона-Кима,  $J_c = J_{c0}B_0/(B + B_0)$ , где  $J_{c0} = J_c(B = 0)$  и  $B_0$  — константы, получим из (5), согласно определению величины  $q_h$ ,

$$q_h(b) = \ln(1 + \gamma b) / \ln(1 + \gamma), \quad (10)$$

где  $\gamma = B_m^0/B_0$ .

Наилучшее совпадение функции (10) с экспериментом достигается при  $\gamma = 4.5 \pm 0.5$  (рис. 6), откуда следует  $B_0 = 0.67 \pm 0.07$  Тл.

### Выводы

В заключение перечислим основные полученные в данной работе результаты и сделанные на их основе выводы.

1. Допустимый для использования в магнитной системе ITER уровень гистерезисных потерь (менее  $200$  мДж/см<sup>3</sup>) имеют композиты с числом волокон  $N_f = 4675$  и  $N_f = 7225$ . Потери резко увеличиваются с ростом  $N_f$ .

2. Численная оценка гистерезисных потерь, основанная на предположении об аддитивном вкладе каждого волокна, справедлива только для композитов с  $N_f = 4675$ .

3. Эффективный диаметр  $D_{\text{eff}}$  сверхпроводящих волокон резко увеличивается с ростом  $N_f$  и при  $N_f = 25531$  достигает среднего диаметра стренда, превышая "геометрический" диаметр волокон  $D_f$  на порядок величины. Отсутствие зависимости  $D_{\text{eff}}$  от индукции магнитного поля указывает на возможное частичное соприкосновение волокон в пределах одного стренда, что в свою очередь может являться причиной увеличения гистерезисных потерь с ростом  $N_f$ .

4. Обнаружен универсальный характер зависимости гистерезисных потерь от приведенной амплитуды магнитного поля, что свидетельствует об одинаковой функциональной зависимости  $J_c(B) \sim (B + B_0)^{-1}$  во всех композитах независимо от величины  $N_f$ .

### Список литературы

- [1] Никулин А.Д., Филькин В.Я., Ковалева В.А. и др. // Изв. вузов. Сер. Цветные металлы. 1974. № 9. С. 61–64.
- [2] Fietz W.A. // Rev. Sci. Instr. 1965. Vol. 36. N 11. P. 1621–1626.
- [3] Grosh A.K., Robins K.E., Sampson W.B. // IEEE Trans. Magn. 1985. Vol. 21. N 2. P. 328–331.
- [4] Yamafuji K., Iwakuma M., Tomita Y. et al. // IEEE Trans. Magn. 1987. Vol. 23. N 2. P. 1355–1358.
- [5] Kubota Y., Ogasawara T. // IEEE Trans. Magn. 1987. Vol. 23. N 2. P. 1359–1362.
- [6] Grosh A.K., Sampson W.B. // IEEE Trans. Magn. 1987. Vol. 23. N 2. P. 1724–1727.